УДК 539.2:669; 539.219.3

ИЗОТОПНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ТЕХНОГЕННЫХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ НА ПОВЕРХНОСТЬ ТВЕРДЫХ ТЕЛ. Часть 1

Н.Н. Никитенков, И.П. Чернов, Ю.И. Тюрин, Л.Н. Пучкарева

Томский политехнический университет
E-mail: nikitenkov@fnsm.tpu.edu.ru

Приведен обзор результатов исследований и новые экспериментальные данные авторов по изменениям изотопного состава в приповерхностных слоях твердых тел в процессах ионного распыления, ионного рассеяния, вторичной ионной эмиссии, ионной имплантации, электролизного насыщения изотопами водорода, термодиффузии из внешнего источника. Во всех перечисленных процессах наблюдаются заметные изменения естественных изотопных распространенностей, как в составе приповерхностных слоев, так и в составе вторичных (эмитированных, отраженных) частиц. Исследования выполнены методом вторичной ионной масс-спектрометрии и энерго-масс-спектрометрии вторичных ионов на образцах молибдена, никеля имплантированного медью, на различных модификациях титана, на тонкопленочных системах титан-алюминий и других. Выявлены общие закономерности в изменениях изотопного состава в различных процессах. Обсуждаются возможные механизмы этих изменений.

Введение

В статье выполнен обзор опубликованных в последние годы работ и приведены новые экспериментальные данные по изменениям изотопного состава в приповерхностных слоях твердых тел в ходе ионного распыления, отражения ионов от поверхности, вторичной ионной эмиссии, ионной имплантации, электролизного насыщения изотопами водорода, термодиффузии из внешнего источника. Такие исследования обусловлены потребностью материаловедения, энергетики и других прикладных отраслей знаний, использующих технологии модификации приповерхностных слоев, и занимающихся изучением механизмов миграции атомов, трансформации изотопного состава при различных воздействиях на поверхность. Эти исследования представляют и академический интерес как примеры модельных объектов неравновесных физических систем.

Изменения изотопного состава в ионных пучках и приповерхностных слоях твердых тел изучались во многих работах по ионному распылению и вторичной ионной эмиссии [1–10], по рассеянию ионов от поверхности [11, 12], при водородном насыщении и термодиффузии из внешнего источника [13–20], при ионной имплантации [21–23]. В этих явлениях важно выявить основные процессы, обусловливающие изменения изотопного состава в приповерхностных слоях твердых тел.

Экспериментальные результаты и обсуждение

1. Изотопные эффекты при ионном распылении и во вторичной ионной эмиссии

Первыми работами, в которых исследовался изотопный эффект (ИЭ) во вторичной ионной эмиссии (ВИЭ), являются, по-видимому, работы авторов [1], хотя обнаружение предпочтительного распыления (preferential sputtering), то есть изотопного эффекта в распылении относят к 1977 году (см. [2] и библиографию этой работы). В [1] обнаружено, что в ВИЭ ряда минералов, металлов, оксида меди и сплава GaAl ионами кислорода отношение выхода ионов легкого изотопа к тяжелому в энергетическом диапазоне 0...20 эВ выше соответствующего стандартного отношение распространенностей изотопов. Наблюдается обогащение "облака" распыленных ионизованных частиц легкими изотопами. Степень обогащения зависит от атомного номера элемента, от матрицы, в которой элемент находится, и скорости ионов.

Практически одновременно с работами [1, 2] появилась работа [3], где исследовано пространственное и энергетическое распределения величины измеряемого в ВИЭ изотопного отношения. Работа [3] подтвердила выводы работ [1] относительно обогащенности ВИЭ легкими изотопами и зависимости изотопного отношения вторичных ионов одного и того же элемента от их энергии. Авторами [3] подробно исследовались для ряда чистых металлов зависимости $f_{LH}(E)=N^{+}_{L}(E)/N^{+}_{H}(E)$, где $N^{+}_{L}(E)$ и $N^{+}_{H}(E)$ – энергетические спектры вторичных ионов легкого и тяжелого изотопов. Было установлено, что в зависимости $f_{LH}(E)$ в исследованном диапазоне энергий (от 0 до 80 эВ) имеется пик или плато при разных энергиях для разных металлов. Как правило, этот пик расположен в области низких энергий для легких элементов и смещен к высоким энергиям для тяжелых. Подробно вопрос о зависимости $f_{LH}(E)$ в диапазоне E=4...30 эВ изучался также в работе [4] с целью проверки предложенной в этой работе модели эффекта. В дальнейшем закономерности ИЭ в распылении и ВИЭ исследовались в [2, 4–7 и др.]. Для теоретического объяснения ИЭВИЭ в [1–7] сделано следующее. Привлечены известные формулы для вероятности ионизации (в работе [3]) и экспериментальная зависимость вероятности ионизации от скорости атома (v) в виде $\exp(-v_0/v)$, v_0 – константа (в работах [2, 4]). Эффект изменения изотопного состава получается как следствие зависимости вероятности ионизации от массы атома. Это, однако, не объясняет физической сущности механизма эффекта. Целью наших исследований [9, 10] являлось экспериментальное изучение ИЭ ВИЭ и попытка углубления представлений о его механиз-

ме. Экспериментально изучены зависимости $f_{LH}(E)$ для металлов, круг которых частично перекрывается с теми, что исследовались в [1, 3–7]. Получено качественное подтверждение экспериментальных выводов указанных работ, хотя в количественном отношении для ряда металлов у нас наблюдался эффект превышающий величины, опубликованные ранее, как видно, например, из рис. 1.

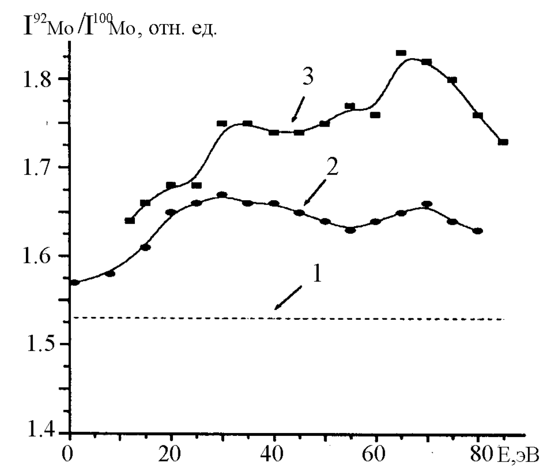


Рис. 1. *Зависимость отношения интенсивностей массовых линии ионов изотопов молибдена ^{92}Мо и ^{100}Мо от их энергии: 1) стандартное изотопное отношение, 2) из работы [6], 3) наши измерения [9, 10]*

Результаты наших измерений подтвердили сделанный ранее вывод о существовании пика или плато в зависимости $f_{LH}(E)$, однако, вывод о корреляции энергетического положения пика с массой элемента не подтвердился. Вместе с тем, действительно наблюдается уменьшение максимального значения отношения $f_{LH}(E)$ к стандартному значению отношения распространенностей при уменьшении массы элемента. Кроме того, для изотопов одного элемента, справедливо следующее утверждение: чем больше разница количества нейтронов в ядрах, тем больше величина ИЭ в ВИЭ.

Из установленных к настоящему времени закономерностей наиболее надежными являются следующие: большая вероятность ионизации атома легкого изотопа по сравнению с тяжелым и обратная зависимость величины эффекта от массы в ряду элементов. Последняя закономерность, очевидно, коррелирует с относительным изменением массы и объема ядра при одинаковой величине дефицита или излишка нейтронов в ядрах при переходе от легких элементов к тяжелым. Данное обстоятельство указывает, что ИЭ ВИЭ связан с различиями строения электронных оболочек атомов-изотопов. Различия в строении электронных оболочек обусловлено изотопическим смещением (ИС) энергетических уровней электронов в атомах. ИС в основном зависит от двух факторов: конечности массы и пространственной протяженности ядра.

ИС электронных уровней, связанное пространственной протяженностью ядра обусловлено тем, что волновая функция внешнего s-электрона перекрывается с волновыми функциями ядра. В этом случае сравнительно велика вероятность нахождения электрона в области пространства, занимаемой ядром (т.е. в объеме ядра) [24, 25]. Пространственная протяженность ядер характеризуется среднеквадратичным (протонным) радиусом ядра $\langle r^2 \rangle$. Величина протонного радиуса зависит от количества нейтронов в ядре (см. рис. 2). Следовательно, от изотопа к изотопу для одного и того же элемента варьируется перекрытие волновых функций внешних электронов и ядер. Таким образом, размеры ядер-изотопов через волновую функцию внешнего электрона влияют на величину 1-го потенциала ионизации атома, а следовательно и на вероятность ионизации атома при распылении. Это влияние может проявляется через различия: 1) величин потенциалов ионизации, 2) длины взаимодействия (γ) атомов с поверхностью при отлете, изменяющихся вследствие неодинаковых величин $\langle r^2 \rangle$ для ядер-изотопов, поскольку $\gamma \sim a \sim \langle r^2 \rangle$, где a – радиус атома.

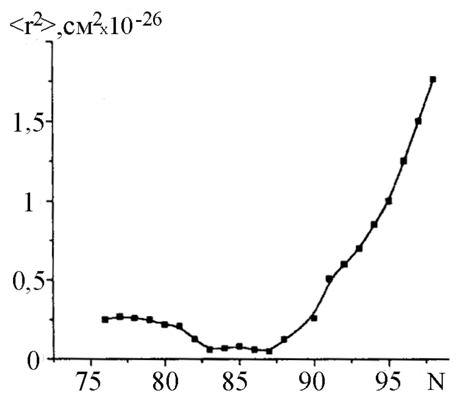


Рис. 2. *Зависимость среднеквадратичного радиуса ядра от числа нейтронов для изотопов рубидия [26]*

Наблюдаемые изотопические сдвиги частот спектральных линий некоторых оптических переходов достигают $10^{-5}...10^{-4}$ эВ [24]. Энергии ионизации (I) атомов-изотопов должны различаться на величину ИС, наблюдаемых в оптике. Вероятность ионизации в ВИЭ экспоненциально зависит от I. Это позволяет оценить относительную разницу вероятностей ионизации атомов-изотопов. В соответствии с [26] вероятность ионизации R^+ определяется соотношением:

$$R^+(E) \sim E^n \cdot \exp\left[-\frac{(I-\varphi)\cdot c}{E^{1/2}}\right], \qquad (1)$$

где E – кинетическая энергия иона, I – потенциал ионизации атома, φ – работа выхода электрона, $c = \pi/2\gamma\hbar$, $\hbar$ – постоянная Планка; $n = \gamma_a\delta/4\gamma k T_s$, $\gamma_a = a_p/v$, a_p – величина порядка постоянной решетки, v – скорость отлетающего атома, δ – константа, k – постоянная Больцмана; T_s – температура электронной подсистемы в области развития каскада; $1/\gamma_a$ – длина взаимодействия между отлетающим атомом и поверхностью. На основании (1), величина относительной разности вероятностей ионизации двух атомов, различающихся потенциалами ионизации на величину ΔI и длиной взаимодействия на величину $\Delta\lambda = \Delta(1/\gamma_a)$, равна:

$$R(E)=\frac{R_1^+-R_2^+}{R_2^+}=\frac{R_1^+}{R_2^+}-1=E^{(\Delta\lambda)\kappa_1}\cdot\exp\left[\frac{\Delta I\cdot\kappa_2}{E^{1/2}}\right]-1, \quad (2)$$

где κ_1 и κ_2 – константы размерности (ниже при расчетах полагалось $\kappa_1=\kappa_2=1$).

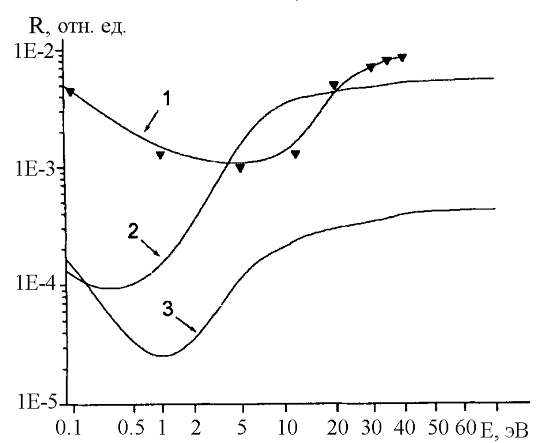


Рис. 3. *Сравнение расчетных и экспериментальных зависимостей относительных вероятностей ионизации изотопов вторичных ионов от их энергии: 1) экспериментальные данные, обработанные в соответствии с (4); 2) и 3) расчет, соответственно, по формулам (2) и (3)*

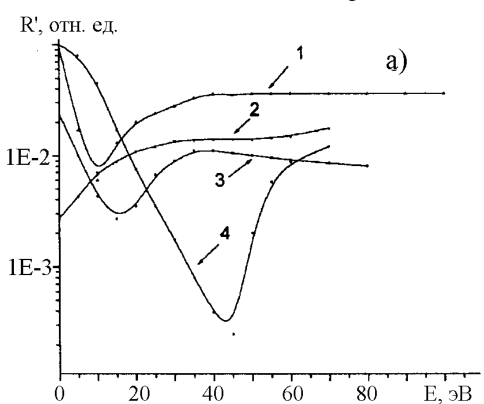
На рис. 3 представлены теоретические кривые $R(E)$, рассчитанные по (2) – кривая 2, а также по формуле (кривая 3):

$$R(E)=\frac{\Delta R^+}{R^+}=E^{\Delta\lambda}-1. \quad (3)$$

При расчетах полагалось, что $\kappa_1\cdot\Delta\gamma\approx\kappa_2\cdot\Delta I\approx10^{-4}$. Кроме того, на рис. 3 (кривая 1) представлена измеренная экспериментально для изотопов серебра ^{107}Ag и ^{109}Ag величина

$$R'(E)=\frac{\Delta M}{M}\cdot\left|\frac{R_{эксп.}}{R_{ст.}}-1\right|, \quad (4)$$

где $R_{эксп.}=I^+L(E)/I^+_H(E)$, I^+_i $(i=L,H)$ – интенсивности массовых линий изотопов в соответствующих энергетических спектрах, $R_{ст.}$ – стандартное отношение изотопных распространенностей, $\Delta M/M$ – относительная разность масс изотопов. Формула (3) получена аналогично (2) с использованием зависимости $R^+\sim E^n$ вместо (1). Такие зависимости также получены в ряде моделей ионизации вторичных атомов. Таким образом, кривые 2 и 3 рис. 3 характеризуют проявление в ИЭ ВИЭ двух процессов, один из которых описывается степенной, а другой экспоненциальной функцией, а кривая 1, возможно, характеризует суперпозицию этих процессов. На рис. 4 представлены зависимости величин $R'(E)$ (4) для ряда элементов, полученные в наших экспериментах и построенных по результатам работы [6]. Сравнение рис. 3 и рис. 4 показывает, что форма каждой из экспериментальных кривых в основных своих чертах соответствует одной из теоретических кривых. Различия в положении острых минимумов на экспериментальных и теоретических кривых можно объяснить, во-первых, экспериментальными погрешностями, основная из которых связана с использованием энергоанализаторов с относительно широким энергетическим окном (~1 эВ), во-вторых, недостаточной обоснованностью использованных при расчетах величин $\Delta\lambda=\Delta(1/\gamma_a)=10^{-4}$. Абсолютные значения сравниваемых экспериментальных и теоретических величин совпадают лишь в области энергий $10^{-4}...10^{-2}$ эВ.



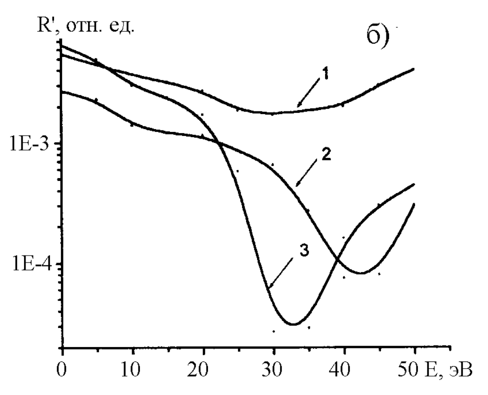


Рис. 4. *Экспериментальные зависимости ($R_{эксп}/R_{ст}$)–1 от энергии вторичных ионов: а) по результатам наших измерений для изотопов: 1) ^{24}Mg и ^{26}Mg , 2) ^{92}Mo и ^{94}Mo, 3) ^{50}Cr и ^{52}Cr, 4) ^{114}Sn и ^{116}Sn; б) по результатам работы [6] для изотопов: 1) Si^{28} и Si^{30}, 2) Cr^{50} и Cr^{52}, 3) Mg^{24} и Mg^{26}*

Проведенное сопоставление теории и эксперимента, несмотря на значительные расхождения в положении особенностей кривых по шкале энергий, указывает на возможность резонанса в зависимости $R^+(E)$ для атомов в области энергий $0...10^{-2}$ эВ.

2. Изотопные эффекты при отражении ионных пучков

Изотопные эффекты в потоке обратно рассеянных от поверхностей металлов ионов изучены в основном для пар ионов $^3He^+$–$^4He^+$ и $^{20}Ne^+$–$^{22}Ne^+$ [11, 12]. Исследования проводились методом двойной спектроскопии ионного рассеяния (ДСИР). В ДСИР компоненты указанных пар присутствуют в первичном пучке в равных концентрациях. Использовался также метод поочередного напуска в разрядную камеру ионного источника указанных изотопов. Энергия первичных ионов варьировалась от ~200 до ~3000 эВ, плотности тока ~ 0,1...500 нА, углы падения и углы отражения – от нормальных до скользящих. На рис. 5 представлены сводные данные из работы [12] по изотопному эффекту для пары

ионов $^{3}He^{+}$–$^{4}He^{+}$. Выход рассеяния (*Y*) на данном рисунке дан в произвольных единицах, хотя относительные разности интенсивностей пар $^{3}He^{+}$–$^{4}He^{+}$ для каждого из металлов соответствуют эксперименту. Начала осей абсцисс для каждого из металлов (Zn, Pb, In, Sn) показаны чертой под соответствующим символом. По оси абсцисс отложены обратные скорости ($1/v=m/2Ve$, m и e – масса и заряд иона, V – ускоряющий потенциал). Хорошо развитая структура максимумов на кривых ДСИР, для случаев Pb, In и Sn на рис. 5, объяснена в [27] как результат конкуренции между ростом сечения рассеяния и вероятности нейтрализации, по мере уменьшения энергии пучка. В области низких значений обратной скорости для всех комбинаций ион-мишень ток рассеянных ионов $^{3}He^{+}$ выше, чем ток $^{4}He^{+}$. Это ожидаемо, легкие бомбардирующие частицы имеют большее сечение рассеяния по сравнению с тяжелыми при прочих равных условиях (например, силовое поле, вероятность нейтрализации). При высоких значениях обратной скорости имеется тенденция к тому, что ток рассеянных ионов $^{4}He^{+}$ превышает ток рассеянных ионов $^{3}He^{+}$ для всех изученных систем. Это возможно, если при низких энергиях ионы $^{4}He^{+}$ нейтрализуются с гораздо меньшей вероятностью по сравнению с $^{3}He^{+}$. Очевидное различие между этими двумя изотопами, имеющими одну и ту же скорость, состоит в различии их импульсов, которое, в свою очередь, создает небольшие различия (намного меньше 1 ед. Бора) в их траекториях столкновения. Поскольку считается, что основные процессы нейтрализации (оже-нейтрализация и резонансная туннельная нейтрализация) происходят сравнительно далеко от поверхности (около 4 ед. Бора), трудно понять, как такие малые различия траекторий могут влиять на относительную вероятность нейтрализации ионов изотопов.

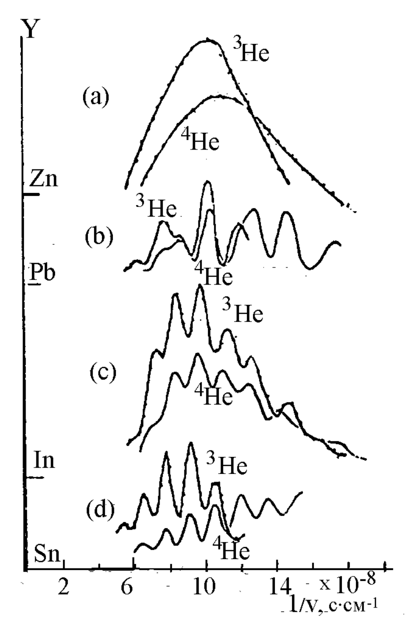


Рис. 5. *Зависимость выхода упруго рассеяния ионов $^{3}He^{+}$ и $^{4}He^{+}$ Y от их обратной скорости для поверхностей цинка, свинца, индия и олова; угол рассеяния – 90° [12]*

Отметим также, что более тяжелые ионы, вызывают более сильное модифицирование поверхности в результате имплантации, поверхностного травления и очистки. Однако, эти процессы не дают приемлемого объяснения характера кривых ДСИР при низких энергиях.

Осцилляции кривых ДСИР рис. 5 для ионов гелия, рассеиваемых на поверхности свинца, индия и олова, были приписаны [28] квазирезонансному электронному переносу. При рассмотрении этих кривых можно заметить, что положение максимумов и минимумов при рассеянии $^{3}He^{+}$ и $^{4}He^{+}$ на одной и той же поверхности соответствуют приблизительно одним и тем же значениям обратной скорости [28]. Более детальное рассмотрение показывает, что в действительности в области низких энергий наблюдаются значительные смещения в положениях максимумов и минимумов. В случае бомбардировки поверхности свинца (рис. 5, *в*) изотопный сдвиг пика при значении обратной скорости около $12\cdot10^{8}$ с/см согласуется с данными по исследованию угловых распределений [29]. То есть, увеличение угла рассеяния при постоянстве энергии и массы бомбардирующей частицы оказывает такое же влияние, что и увеличение ее массы при постоянстве скорости и угла рассеяния. В обоих случаях уменьшается расстояние наибольшего сближения. Интересно отметить, что сдвиги низкоэнергетического пика для индия и олова (рис. 5, *c, d*) имеют другой знак по сравнению со сдвигами для свинца.

Из рис. 5 также видно, что высоты пиков, для $^{3}He^{+}$ и $^{4}He^{+}$ не идентичны и не пропорциональны друг другу. Некоторые различия высот пиков в низкоэнергетических спектрах от олова, вероятно, обусловлены различиями общей формы кривых. Наиболее отчетливо это демонстрируют неосцилляторные данные для цинка (рис. 5, *а*). В целом кривые имеют форму параболы с синусоидальной модуляцией. Исключением из этого правила является кривая рассеяния ионов $^{3}He^{+}$ от Pb, имеющая небольшой пик при значении обратной скорости около $8,5\cdot10^{8}$ с/см, связанный, по-видимому, с квазирезонансным электронным переносом. Количественно, токи отраженных ионов легких изотопов могут в случае $^{3}He^{+}$ и $^{4}He^{+}$ примерно в 2 раза превышать токи тяжелых изотопов. В случае $^{20}Ne^{+}$ и $^{22}Ne^{+}$ это превышение составляет около 20 %. То есть, чем тяжелее элемент, тем меньше величина эффекта. Это коррелирует с величиной относительной разности масс изотопов (как и в случае ИЭ в ВИЭ, см. выше).

3. Изотопные эффекты при ионной имплантации

Результаты наших исследований изменения изотопного состава меди, имплантированной в никель, опубликованы в [21–23]. Ионную имплантацию меди в поликристаллический никель со средним размером зерна около 20 мкм проводили на имплантере "Диана-2" [30], оснащенном вакуумно-дуговым ионным источником, работающим в импульсно-периодическом режиме с длительностью импульса

150...200 мкс и частотой следования 50 Гц. Имплантация осуществлялась при давлении ~$6\cdot10^{-3}$ и $4\cdot10^{-2}$ Па с плотностью ионного тока в импульсе 125 мкА·см$^{-2}$ и средней плотностью тока на мишени порядка 1 мкА·см$^{-2}$. Дозы имплантации – $2\cdot10^{16}$ и $2\cdot10^{17}$ ион·см$^{-2}$, разница во времени между набором указанных доз около 6 ч. Ионы ускорялись в поле 50 кВ. Образцы никеля, предварительно электрохимически полированные, укреплялись металлическим держателем так, чтобы обеспечивался плотный контакт с поверхностью металлической подложки. Температура образца в процессе имплантации не превышала 50 °С. На рис. 6 приведены профили распределения изотопов меди ^{65}Cu и ^{63}Cu по глубине образца никеля и суммарный ^{65}Cu+^{63}Cu профиль после имплантации дозой $2\cdot10^{17}$ ион·см$^{-2}$ при давлении $6\cdot10^{-3}$ Па. Видно, что характер распределения изотопов различен: спадающая кривая для изотопа ^{65}Cu, и нарастающая - для изотопа ^{63}Cu, т.е. в поверхностном слое, примерно до 100 нм происходит накопление изотопа ^{65}Cu. И только после выхода на максимум интенсивности линии изотопа ^{63}Cu начинается выравнивание изотопного состава, приближаясь к их природному соотношению на глубине 250 нм. Для большей наглядности по данным рис. 6 на рис. 7 представлены отклонения концентраций (C_i) изотопов меди по глубине, рассчитанные как $C_i=I_i/\Sigma I_i$ (i – изотоп, I – интенсивность), от их природных распространенностей (R_i). Видно, что на глубине примерно 330 нм полученные значения распространенностей изотопов имплантированной меди совпадают с природными значениями. Максимальное отклонение от природной распространенности изотопов (около 54 %) наблюдается на поверхности. По данным рис. 6 и 7, выявляются 3 характерные области изменения изотопного состава: 1 – от 0 до 80...100 нм, 2 – от 100 до 250 нм, 3 – глубже 250 нм. Видно, что изменение изотопного состава наиболее значительно в приповерхностном слое. Здесь наблюдается нарастание концентрации имплантированных ионов с выходом на максимум на глубине ~100 нм (рис. 6). Области резкого снижения концентрации имплантированной меди в слое 120...250 нм соответствует переход к природному соотношению распространенностей изотопов. И, наконец, диффузионному "хвосту" на профиле имплантированной меди соответствует область выравнивания изотопного состава с природным. Таким образом, максимальные нарушения изотопного состава происходят на участке наибольших потерь энергии имплантированных ионов и максимального накопления концентрации имплантированной меди.

На рис. 8 представлены кривые, аналогичные рис. 7, но для дозы $2\cdot10^{16}$ ион·см$^{-2}$. Из сравнения рис. 7 и 8 видно, что характер послойного изменения изотопного состава с увеличением дозы не изменяется, но для более высокой дозы изменения изотопного состава распространяются на большую глубину. Это, возможно, связано с увеличением общей концентрации имплантированной меди и возрастанием ее концентрации на большей глубине в результате радиационно-стимулированной диффузии. Эксперимент был повторен при дозе ионной имплантации $2\cdot10^{17}$ ион·см$^{-2}$ при давлении ~$4\cdot10^{-2}$ Па. В этом случае эффект трансформации изотопного состава меди качественно не изменяется, однако, обнаруживаются различия в форме профилей изотопов имплантированной меди (рис. 8). Они становятся более узкими, стягиваясь к поверхности образца.

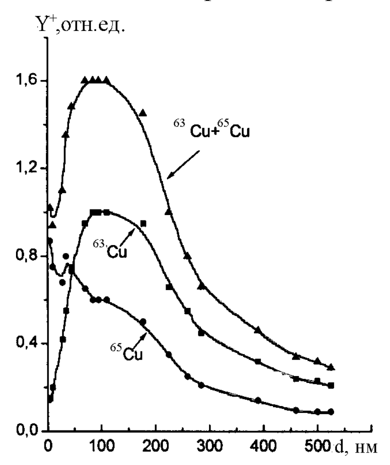


Рис. 6. *Профили распределения изотопов ^{65}Cu и ^{63}Cu по глубине образца никеля и суммарный ^{65}Cu+^{63}Cu профиль*

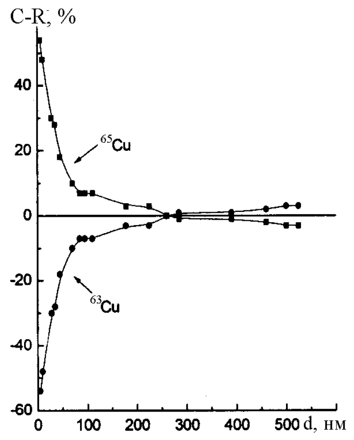


Рис. 7. *Отклонения концентраций (C_i) изотопов меди по глубине от их природных распространенностей (R_i)*

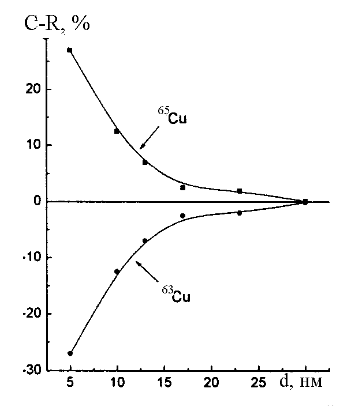


Рис. 8. *Отклонения концентраций изотопов меди по глубине образца никеля от их природных распространенностей*

Объяснение трансформации изотопного состава имплантированной меди невозможно в рамках

традиционных механизмов диффузии. Известно, что отношение коэффициентов диффузии изотопов обратно пропорционально корню квадратному из отношения их масс, т.е. ~1,02. Наблюдаемый эффект в несколько раз выше.

Заключение

Представленные в первой части статьи экспериментальные результаты касаются лишь немногих техногенных воздействий на поверхность, приводящих к изменению ее изотопного состава, а именно, процессов ионного распыления, рассеяния ионов от поверхности и ионной имплантации. Основная закономерность, наблюдаемая в этих процессах и относящаяся к изменению природного изотопного состава, связана с обогащением поверхности тяжелыми изотопами. Данная закономерность объясняется особенностями атомных столкновений и электронных взаимодействий в системе атом-поверхность.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Slodzian G., Lorin J.C., Havette A. Isotopic effect on the ionization probabilities in secondary ion emission // J. Phys. Lett. – 1980. – V. 41. – P. L555–L558.
2. Lorin J.C., Havette A., Slodzian G. Isotopic effect on the ionization probabilities in secondary ion emission // Secondary Ion Mass Spectr.: Abstr. of Conf. – Berlin: Springer, 1982. – P. 140.
3. Shapiro M.H., Haff P.K., Tombrello T.A., Harrison D.E. Simulation of isotopic mass effects in sputtering // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. – 1985. – V. B12. – P. 137–145.
4. Gnaser H., Hutcheon J.D. Preferential emission of lighter isotopes in the initial stage of sputtering // Surf. Sci. – 1988. – V. 195. – P. 499–511.
5. Gnaser H., Oechsner H. Isotopic mass effects in sputtering: dependence on fluence and emission angle // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. – 1990. – V. B48. – P. 544–548.
6. Shimizu N., Hart S.R. Isotope fractionation in secondary ion mass spectrometry // J. Appl. Phys. – 1982. – V. 53(3). – P. 1303–1311.
7. Gnaser H., Hutcheon J.D. Velosity-dependend isotope fractionation in secondary ion emission // Phys. Rev. B. – 1987. – V. 35. – № 1. – P. 877–879.
8. Shwarz S.A. Measurement of the secondary ion mass spectrometry isotope effect // J. Vac. Sci. Technol. – 1987. – V. A5(3). – P. 308–312.
9. Никитенков Н.Н., Косицын Л.Г., Маркова Н.М., Шулепов И.А. Изотопический эффект в энергетических спектрах ионизованной компоненты распыления // Физика взаимодействия заряженных частиц с кристаллами: Тез. докл. XVIII Всес. совещ. – М.: МГУ, 1987. – С. 110.
10. Никитенков Н.Н., Косицын Л.Г., Маркова Н.М., Шулепов И.А. О изотопическом эффекте во вторичной ионной эмиссии // Вторичная ионная и ионно-фотонная эмиссия: Тез. докл. Всес. семинара. – Харьков: ХГУ, 1988. – Ч. 1. – С. 69–71.
11. Helbig H.F., Orvek K.J. Isotope Effects in Elastic Ion-Surface Scattering; He^+ and Ne^+ on Solid and Liquid Ga // Nucl. Instrum. and Meth. – 1980. – V. 170. – P. 505.
12. Helbig H.F., Adelman P.J. Isotope Effects in Ion-Scattering Double Spectroscopy // J. Vac. Sci. and Thechn. – 1977. – V. 14. – P. 488–493.
13. Чернов И.П., Никитенков Н.Н., Пучкарева Л.Н. и др. Изменение изотопного состава металлов при насыщении водородом // Известия вузов. Физика. – 1999. – № 4. – С. 61–65.
14. Chernov I.P., Nikitenkov N.N., Puchkareva L.N., Kolobov Yu.R. Change Isotopic Composition of Metals at Deuterium Charge // Cold Fusion (ICCF-7): Proc. of the 7th Intern. Conf. – Vancouver, 1998. – Copyright 1998 ENECO. – Inc. Salt Lake City, Utah. – USA, 1998. – P. 441–446.
15. Chernov I.P., Nikitenkov N.N., Puchkareva L.N., Kolobov Yu.R. Change Isotopic Composition of Palladium and Titanium induced by Hydrogen Isotopes // Science and Technol.: Abstracts the Second Russian-Korean Intern. Symp. – Tomsk, 1998. – P. 164.
16. Чернов И.П. Никитенков Н.Н. Кренинг М. Баумбах Х. Исследования процессов в металлах при насыщении водородом // XXVIII Междунар. конф. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами: Тез. докл. – М.: МГУ, 1998. – С. 116.
17. Чернов И. П., Никитенков Н. Н., Крёнинг М, Баумбах Х. Изменение изотопного состава лития в тонкопленочных структурах при насыщении водородом // XXVIII Междунар. конф. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами: Тез. докл. – М.: МГУ, 1999. – С. 131.
18. Chernov I.P., Nikitenkov N.N., Puchkareva L.N. et al. Changes in Isotopic Composition of Metals Enriched in Hydrogen // Russian Phys. Journ. – 1999. – V. 42. – № 4. – P. 947–951.
19. Чернов И.П., Никитенков Н.Н., Крёнинг М., Баумбах Х. Изменения изотопного состава лития в тонкопленочных структурах при насыщении водородом // Известия РАН, сер. Физическая. – 2000. – Т. 64. – № 11. – С. 2181–2185.
20. Чернов И.П., Никитенков Н.Н., Крёнинг М., Баумбах Х. Исследования механизма изменения изотопного состава металлов при насыщении водородом // Известия Томского политехнического университета. – 2000. – Т. 303(3). – № 11. – С. 62–71.
21. Пучкарева Л.Н., Чернов И.П., Никитенков Н.Н. Исследования изменений изотопного состава меди при ионной имплантации меди в никель // Ion-Surface Interaction: Матер. XV Междунар. конф. – Звенигород, 27–31 августа 2001 г. – М., 2001. – Т. 2. – С. 178–183.
22. Никитенков Н.Н., Чернов И.П., Пучкарева Л.Н. Изотопные эффекты при ионной имплантации и других воздействиях на поверхность // Физика взаимодействия заряженных частиц с кристаллами: Тез. докл. XXXII Междунар. конф. – М.: МГУ, 2002. – С. 155.
23. Пучкарева Л.Н., Чернов И.П., Никитенков Н.Н. Изменения изотопного состава меди при ионной имплантации в никель // Известия РАН, сер. Физическая. – 2002. – Т. 66. – № 8. – С. 1219–1222.
24. Гангрский Ю.П., Марков Б.Н. Ядра в лучах лазера. – М.: Знание, 1984. – 64 с.
25. Физическая энциклопедия. – М.: Советская энциклопедия, 1990. – Т. 2. – С. 121.
26. Никитенков Н.Н. Теоретические и экспериментальные исследования энергетических распределений вторичных ионов при распылении мишеней сложного состава ионами килоэлектронвольтных энергий: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. – М.: МГУ, 1987. – 17 с.
27. Smith D.P. Analysis of surface composition with low-energy backscattered ions // Surf. Sci. – 1971. – V. 25. – P. 171–191.
28. Erikson R.I., Smith D.P. Electronic processes in low-energy ion-surface scattering // Phys. Rev. Lett. – 1975. – V. 34. – P. 297–300.
29. Tolk N.H., Tully J.C., Kraus J. et al. Angular dependence of oscillatory structure in low-energy ion-surface scattering // Phys. Rev. Lett. – 1976. – V. 36. – P. 747–750.
30. Аксенов А.И., Бугаев С.П., Емельянов В.А. и др. Получение широкоапертурных пучков ионов металлов // Приборы и техника эксперимента. – 1987. – № 3. – С. 139–142.